

エアロゾル濃度定量化のためのニ、三の考察

A few remarks on determination of Aerosol density by Lidar

宮川 豊 小林博和 西宮 昌 千秋 鋭夫

M.Miyakawa H.Kobayashi S.Nishinomiya T. Senshu

電力中央研究所

Central research institute of electric power industry

ミ-散乱方式ライダ-を試用して下層大気の観測を行なってきた。この結果、混合層の発達過程など、下層大気の観測にライダ-が有用であることが確かめられた。この観測では、THIモードで光散乱強度を測定し、これを解析に利用しているが、エアロゾル濃度を定量化するまでに至っていない。しかし、これによってエアロゾル濃度が定量化できるならば、エアロゾルの挙動解明などその効果は大きい。エアロゾル濃度の定量化については、ライダ-方程式をもとにいくつかの報告があるが、ここでは、これまでの経験をもとに、実用的な面から考察する

1. エアロゾルの定量化について

(1) 装置関数の較正; ミラー、レンズの汚れ、光電子増倍管の劣化などによる装置関数の変化は随時較正することが必要である。このため、図-1に示すような較正方法を検討中である。

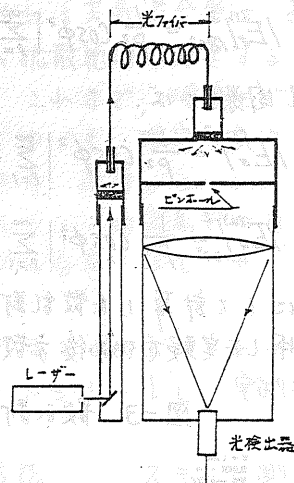
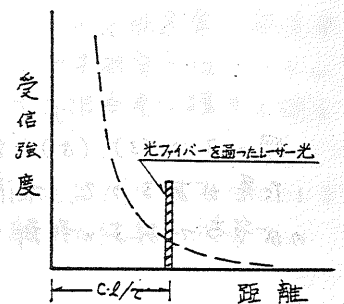


図-1 装置関数の較正法



(2) 大気エアロゾルの屈折率と粒径分布; G. Wood et al は大気エアロゾルの屈折率に $n_1 = 1.45 \sim 1.55$ $n_2 < 0.005$ を与えている。これらの値をもとに計算した散乱断面積は図-2のようになり、粒径分布の違いによる差は大きい。図中

Haze C は Junge 分布として知られており、筆者らの観測でもほぼこの分布が得られている。したがって、第1近似としては Junge 分布を仮定し、 n_1 は平均的な値 $n_1 = 1.50$ $n_2 = 0$ を与えるのが適当である

(3) 減衰率の評価; 現在までの観測では、距離が近いので $T(R) \approx 1$ としてデータ処理している。しかし、内陸ではエアロゾル濃度が大きいので、減衰率の評価を検討中である。

2. 散乱断面積の計算式について。

後方散乱断面積の計算式は一般に次のように示されており、Hankel 関数には2種が与えられている⁽¹⁾。

$$|E|_{180}^2 = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) \{a_n - b_n\} \right|^2 \quad (1)$$

ここで

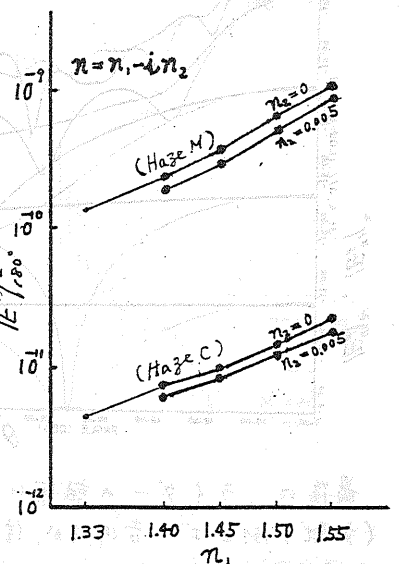
$$a_n = \frac{\psi_2(\alpha) \psi_2'(\beta) - n \psi_2(\beta) \psi_2'(\alpha)}{\zeta_2(\alpha) \psi_2'(\beta) - n \psi_2(\beta) \zeta_2'(\alpha)}$$

$$b_n = \frac{n \psi_2(\alpha) \psi_2'(\beta) - \psi_2(\beta) \psi_2'(\alpha)}{n \zeta_2(\alpha) \psi_2'(\beta) - \psi_2(\beta) \zeta_2'(\alpha)}$$

$\rho = 2\pi r/\lambda$ $\beta = n\alpha$ r ; 距離 λ ; 波長 n ; 屈折率

また、 $\psi_2(x)$; Bessel 関数 $\zeta_2(x)$; Hankel 関数 である。

図-2 散乱断面積の計算例



ところで、計算プログラムを作成するに当って、ライダ-以外への応用を考慮して式の原形を調らべたところ、Hankel関数には才1種を与えるべきではないかと考えられた。

球を通る電磁波の各偏波成分のうち、散乱波については次のように与えられている。(E₁は省略)

$$E_{\theta} = \frac{1}{\rho} \cos \phi \sum_{l=1}^{\infty} \{ e B_l \zeta_l'(\rho) \tau_l - i m B_l \zeta_l(\rho) \pi_l \} \quad \text{----- (2)}$$

ここで、 ϕ ; 偏波面に対する観測角 $e B_l = i^{l+1} \{ (2l+1)/l(l+1) \} a_n$ $m B_l = i^{l+1} \{ (2l+1)/l(l+1) \} b_n$
 $\pi_l = (\sqrt{\sin \theta}) P_l^{(1)}(\cos \theta)$ $\tau_l = \sin \theta P_l^{(1)}(\cos \theta)$ $P_l^{(1)}(\cos \theta)$; Legendre 関数である。

$\zeta_l(\rho)$ は ρ が大きい条件では

$$\zeta_l^{(1)}(\rho) \sim (-i)^{l+1} e^{i\rho} \quad \zeta_l^{(2)}(\rho) \sim (-i)^l e^{i\rho} \quad \text{または} \quad \zeta_l^{(2)}(\rho) \sim i^{l+1} e^{-i\rho} \quad \zeta_l^{(1)}(\rho) \sim i^l e^{-i\rho}$$

であるから、これを(2)式に入れて、エネルギー量であらわすと

$$\text{才1種 Hankel 関数では} \quad |E_{\theta}^{(1)}|^2 = \frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \{ b_n \pi_l - a_n \tau_l \} \right|^2 \quad \text{----- (3)}$$

また、散乱角 $\theta = 180^\circ$ の後方散乱断面積は、 $-\tau_l(180^\circ) = \tau_l(180^\circ) = (-1)^l \cdot l(l+1)/2$ であるから

$$|E_{\theta}^{(1)}|^2_{180^\circ} = \frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} (2l+1)/2 \cdot \{ a_n + b_n \} \right|^2 \quad \text{----- (4)}$$

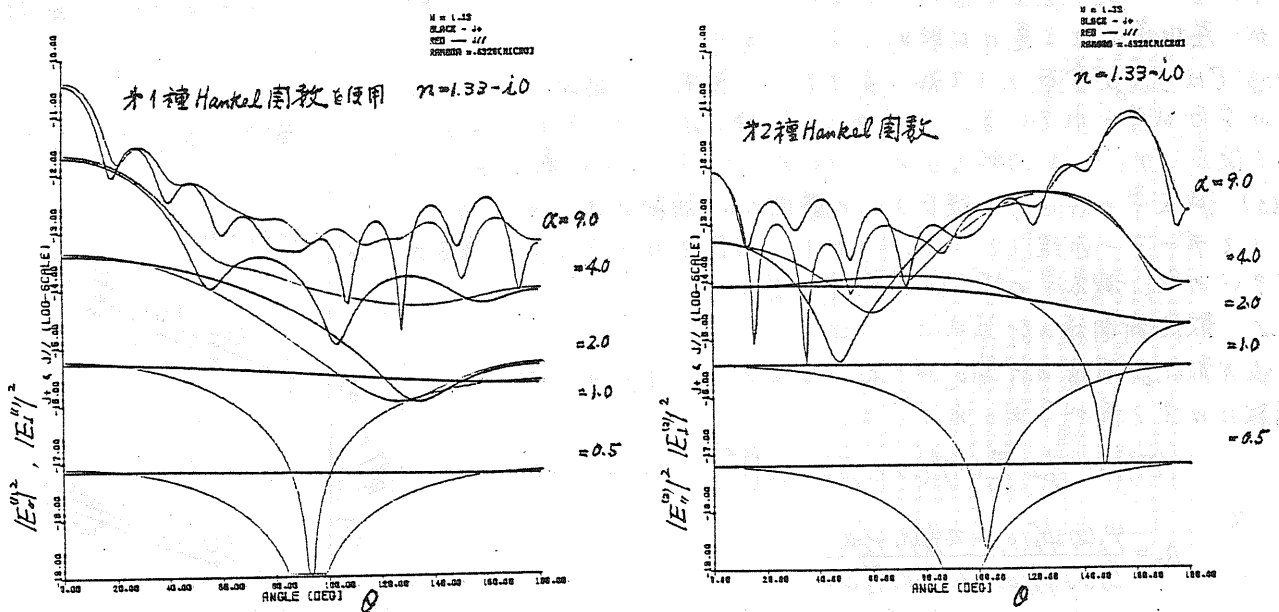
同様にして、才2種 Hankel 関数では

$$|E_{\theta}^{(2)}|^2 = \frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (-1)^l \{ a_n \tau_l + b_n \pi_l \} \right|^2 \quad \text{----- (5)}$$

$$|E_{\theta}^{(2)}|^2_{180^\circ} = \frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi \left| \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)/2 \cdot \{ a_n - b_n \} \right|^2 \quad \text{----- (6)}$$

図-3は(3),(5)式をもとにして計算した散乱断面積の角度分布の一例である。両者にははっきりした差があるので、水滴を使用した実験での前後方散乱強度を測定し、才1種 Hankel 関数と与えるのが妥当であると判断した。

図-3 散乱断面積の角度分布の計算例



最後に、ライダ-の試用に種々御配慮を戴いた東芝・島田部長ならびに木村氏に深謝する。
 (文献) 例えば 吉川,ほか, 信学会研究会資料 A.P.75-25, 1975, M.KERKER "THE SCATTERING OF LIGHT", 1969. (2) M.BORN, et al "PRINCIPLES OF OPTICS", 1980,